Из этих графиков видно также, что для того, чтобы приблизиться к стандартному квантовому пределу, необходимо достаточно большое время выделения сигнала. Например, при $\tau=\tau_F$ величина s/n (при оптимальной связи измерителя с пробным осциллятором) составляет около 1/4 от уровня $(s/n)_{SQL}$, при $\tau=3\tau_F$ — около 2/3 и лишь при $\tau \gg 10\tau_F$ превышает 0,85 $(s/n)_{SQL}$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И.//УФН. 1974. **114**. С. 41. [2] Брагинский В. Б.//УФН. 1988. **156**. С. 93. [3] Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физических экспериментах. М., 1974. [4] Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я.//Радиотехн. и электроника. 1982. **27**. С. 2392. [5] Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М., 1989.

Поступила в редакцию
18.06.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.186.3

О ВЛИЯНИИ ИСКАЖЕНИЯ НАЧАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ АТОМА ПОЛЕМ МНОГОЗАРЯДНОГО ИОНА НА ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ

Н. В. Новиков, В. С. Сенашенко

*(кафедра физики атомного ядра;
кафедра оптики и спектроскопии)*

Предложено теоретическое описание ионизации атома многозарядными ионами: наряду с взаимодействием в конечном состоянии при $Z_1/V_i<1$ (Z_1 — заряд налетающей частицы, V_i — скорость сталкивающихся частиц) корректно учитывается искажение начального состояния атома мишени полем налетающего иона. Показано, что с увеличением заряда и уменьшением скорости иона влияние искажения начального состояния на угловые и энергетические распределения электронов возрастает. Результаты расчетов для столкновений ионов с атомом гелия сравниваются с экспериментальными данными.

В работе [1] на основе уравнений Фаддеева, модифицированных для кулоновских потенциалов, была сделана попытка в тех же приближениях, что и для столкновений с протонами, описать угловые и энергетические распределения электронов, образующихся при ионизации атомов гелия другими положительными ионами. Однако результаты, полученные для ионов с зарядом $Z_1>1$ при одинаковой скорости сталкивающихся частиц, обнаружили значительно большие отличия от экспериментальных данных, чем для столкновений с протонами. Это означает, что при теоретическом описании столкновений многозарядных ионов с атомами к модели ионизации должны предъявляться более жесткие требования. Так, в отличие от столкновений с протонами при росте заряда налетающего иона необходимо учитывать его влияние на движение атомного электрона не только в конечном, но и в начальном состоянии.

Целью работы является исследование влияния искажения начального состояния нейтральной мишени полем многозарядного иона на дважды дифференциальные сечения ионизации, описывающие угловые и энергетические распределения электронов. В отличие от работ [1, 2], где амплитуда ионизации вычислялась с волновой функцией начального состояния, соответствующей плосковолновому борновскому приближению, а в конечном состоянии учитывалась дальнодействующая часть кулоновского взаимодействия между тремя заряженными частицами, в настоящей работе используется более точная волновая функция начального состояния, описывающая рассеяние заряженной частицы на связанной паре и обладающая правильным асимптотическим поведением [3].

Ионизация сложного атома налетающим ионом может рассматриваться как столкновение с участием трех квазичастиц: 1 — налетающий ион, 2 — выбитый электрон и 3 — ион-остаток атома мишени. В этом случае волновая функция конечного состояния $\Psi_f^{(-)}$, описывающая движение системы трех свободных заряженных частиц, определяется в соответствии с работой [4] и в предположении, что основной вклад в амплитуду ионизации вносит область расстояний между сталкивающимися частицами $r_{13} \sim r_{12}$, может быть представлена в виде

$$\Psi_f^{(-)} = \varphi_{\mathbf{k}_{23}}(\mathbf{r}_{23}) \exp\{i\mathbf{k}_f \mathbf{r}_{13}\} F^{(-)}(\nu_{12}, \mathbf{r}_{12}) F^{(-)}(\nu_{13}, \mathbf{r}_{12}), \tag{1}$$

$$F^{(\pm)}(\nu_{il}, \mathbf{r}_{il}) = \exp\left\{-\frac{\pi\nu_{il}}{2}\right\} \Gamma(1 \pm i\nu_{il})\, {}_1F_1(\mp i\nu_{il}, 1, \pm$$

$$\pm i(k_{il} r_{il} \mp \mathbf{k}_{il}\mathbf{r}_{il})), \tag{2}$$

где $\mathbf{r}_{ij}$, $\mathbf{k}_{ij}$ и μ_{ij} — соответственно относительные координата, импульс и приведенная масса частиц i и j в конечном состоянии, k_f — импульс рассеянного иона, Z_i — заряд i-й частицы, $\nu_{ij} = Z_i Z_j \mu_{ij}/k_{ij}$ — кулоновский параметр, $F^{(-)}(\nu_{il}, \mathbf{r}_{il})$ — искажающие множители, описывающие относительное движение пары частиц i и j, $\varphi_{\mathbf{k}_{23}}(\mathbf{r}_{23})$ — волновая функция выбитого электрона в поле иона-остатка атома мишени.

Угловые и энергетические распределения выбиваемых из атома электронов определяются амплитудой ионизации

$$t_{fi} = S_{fi}\sqrt{N_e}\,\langle\Psi_f^{(-)}|V_f|\Psi_i^{(+)}\rangle = S_{fi}\sqrt{N_e}\,\tilde{t}_{fi}, \tag{3}$$

где S_{fi} — интеграл перекрывания волновых функций атома и иона-остатка, N_e — число электронов в атоме, $\tilde{t}_{fi}$ — трехчастичная амплитуда ионизации, V_f — оператор перехода, включающий взаимодействие рассеянного иона с атомом, которое не учитывается в волновой функции (1).

Волновая функция начального состояния была получена путем аналитического продолжения волновой функции трех асимптотически свободных заряженных частиц [4] в область энергий, соответствующих связанным состояниям пары (1, 2) при $v_i \gg \sqrt{2\varepsilon_{12}}$, где ε_{12} — энергия связи частиц 1 и 2, а v_i — скорость налетающего иона. Однако, предполагая, что область расстояний $r_{23} > 1$ вносит малый вклад в амплитуду ионизации (3), при разложении

$F^{(+)}(Z_1 Z_3/v_i,\ \mathbf{r}_{13} = \mathbf{r}_{12} + \mathbf{r}_{23})$ в ряд по r_{23}/r_{12} для $Z_1/v_i \leqslant 1$

можно в волновой функции начального состояния $\Psi_i^{(+)}$ ограничиться дипольным членом разложения

$$\Psi_i^{(+)} = \varphi_0(\mathbf{r}_{23}) \exp\{i\mathbf{k}_i\mathbf{r}_{13}\} F^{(+)}\left(-\frac{Z_1}{v_i},\ \mathbf{r}_{12}\right)\left\{F^{(+)}\left(\frac{Z_1Z_3}{v_i},\ \mathbf{r}_{12}\right) + \right.$$

$$\left. + \nabla_{\mathbf{r}_{12}} F^{(+)}\left(\frac{Z_1Z_3}{v_i},\ \mathbf{r}_{12}\right)\mathbf{r}_{23}\right\}, \qquad (4)$$

где $\varphi_0(\mathbf{r}_{23})$ — волновая функция связанного состояния электрона в изолированном атоме, $\mathbf{k}_i$ — импульс налетающего иона. Полагая в случае нейтральной мишени $Z_3=1$ и воспользовавшись асимптотикой искажающих множителей (2), получаем

$$\Psi_i^{(+)} \simeq \varphi_0(\mathbf{r}_{23}) \exp\{i\mathbf{k}_i\mathbf{r}_{13}\}\left(1 + i\frac{Z_1}{v_i}\frac{(\mathbf{r}_{23}\mathbf{r}_{12})}{r_{12}^2}\right). \qquad (5)$$

Здесь $\Psi_i^{(+)}$ учитывает возмущение атома полем многозарядного иона, причем величина этого возмущения растет с увеличением заряда и уменьшением скорости иона. Она обладает корректным асимптотическим поведением при $r_{12} \to \infty$ и в пределе больших энергий столкновения $v_i \to \infty$ соответствует плосковолновому приближению. Следует отметить, что первое слагаемое в (4) в виде произведения двух искажающих множителей (2), которое учитывается в работе [5], дает при $Z_1/v_i < 1$ поправки к плосковолновому приближению $\sim (Z_1/v_i)^2$, которыми можно пренебречь по сравнению с первыми двумя членами разложения второго слагаемого в (4).

С учетом определений волновых функций (1) и (5) трехчастичная амплитуда ионизации принимает вид

$$\tilde{t}_{fi} = -Z_1 \int d\mathbf{r}_{23} \varphi^*_{\mathbf{k}_{23}}(\mathbf{r}_{23}) \varphi_0(\mathbf{r}_{23}) \exp\{i\mathbf{Q}\mathbf{r}_{23}\} \int d\mathbf{r}_{12} \exp\{i\mathbf{Q}\mathbf{r}_{12}\} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{r_{12}} + i\frac{Z_1}{v_i}\frac{(\mathbf{r}_{23}\mathbf{r}_{12})}{r_{12}^3}\right) F^{(-)*}(\nu_{12},\ \mathbf{r}_{12}) F^{(-)*}(\nu_{13},\ \mathbf{r}_{12}) = \tilde{t}_{fi}^{(1)} + \tilde{t}_{fi}^{(2)}, \qquad (6)$$

где $\mathbf{Q}=\mathbf{k}_i-\mathbf{k}_f$ — передаваемый импульс. Первое слагаемое в (6) определяет амплитуду ионизации с учетом лишь взаимодействия в конечном состоянии, вычисленную в работе [2], тогда как второе учитывает также искажение начального состояния электрона полем заряда налетающего иона в дипольном приближении. Аналогичный результат можно получить из оптической модели, упрощая соответствующим образом полюсную часть оптического потенциала [6].

Представим $\tilde{t}_{fi}^{(2)}$ в следующем виде:

$$\tilde{t}_{fi}^{(2)} = -\frac{Z_1^2}{v_i} \int d\mathbf{r}_{23} \varphi^*_{\mathbf{k}_{23}}(\mathbf{r}_{23}) \varphi_0(\mathbf{r}_{23}) \exp\{i\mathbf{Q}\mathbf{r}_{23}\} (\mathbf{r}_{23}\mathbf{J}(\nu_{12},\ \nu_{13})), \qquad (7)$$

где

$$\mathbf{J}(\nu_{12},\ \nu_{13}) = i \int d\mathbf{r} \frac{\exp\{i\mathbf{Q}\mathbf{r}\}}{r^3} \mathbf{r} F^{(-)*}(\nu_{12},\ \mathbf{r}) F^{(-)*}(\nu_{13},\ \mathbf{r}). \qquad (8)$$

Учитывая, что при $\nu_{12}=\nu_{13}=0$

$$\mathbf{J}(0,\ 0) = i\frac{2i\mathbf{Q}}{\pi Q} \int d\mathbf{r} \frac{1}{r^2} \exp\{i\mathbf{Q}\mathbf{r}\}, \qquad (9)$$

и считая, что поле иона изменяет лишь модуль интеграла (8), получаем

$$\mathbf{J}(\nu_{12},\ \nu_{13}) \simeq \frac{-2\mathbf{Q}}{\pi Q}\int\limits_0^\infty d\lambda \int d\mathbf{r}\, \frac{\exp\{-\lambda r\}}{r} \exp\{i\mathbf{Q}\mathbf{r}\}\, F^{(-)*}(\nu_{12}, \mathbf{r})\, F^{(-)*}(\nu_{13}, \mathbf{r}). \tag{10}$$

Для оценки этого интеграла, используя метод контурного интегрирования Нордсика [7] и таблицы интегралов [8], получаем

$$\mathbf{J}(\nu_{12},\ \nu_{13}) \simeq -\frac{4\pi}{Q^2}\,\mathbf{Q} K_{\mathrm{dir}}(\nu_{12},\ \nu_{13})\,\gamma(\nu_{12},\ \nu_{13}), \tag{11}$$

где

$$\gamma(\nu_{12},\ \nu_{13}) = {}_2F_1\left(-i\nu_{12},\ \frac{1}{2},\ 1,\ X_{12}\right) {}_2F_1\left(-i\nu_{13},\ \frac{1}{2},\ 1,\ X_{13}\right). \tag{12}$$

Здесь $X_{ij} = 2(\mathbf{Q}\mathbf{k}_{ij})/(Q^2 + 2\mathbf{Q}\mathbf{k}_{ij})$, $K_{\mathrm{dir}}(\nu_{12},\ \nu_{13})$ — кинематический множитель, учитывающий взаимодействие в конечном состоянии, явный вид которого приводится в работе [2].

С учетом (6)—(11) трехчастичная амплитуда ионизации принимает вид

$$\widetilde{t}_{fi} = -\frac{4\pi Z_1}{Q^2}\,\widetilde{F}(\mathbf{Q},\ \mathbf{k}_{23})\,K_{\mathrm{dir}}(\nu_{12},\ \nu_{13})\,K_{\mathrm{in}}(\nu_{12},\ \nu_{13}), \tag{13}$$

где

$$K_{\mathrm{in}}(\nu_{12},\ \nu_{13}) = 1 + i\,\frac{Z_1}{v_i}\,Q\,\frac{\partial \ln \widetilde{F}(\mathbf{Q},\ \mathbf{k}_{23})}{\partial Q}\,\gamma(\nu_{12},\ \nu_{13}). \tag{14}$$

Здесь $\widetilde{F}(\mathbf{Q},\ \mathbf{k}_{23})$ соответствует борновской амплитуде ионизации, K_{in} учитывает взаимодействие в начальном состоянии, влияние которого, как видно из формулы (3), возрастает с увеличением передаваемого импульса. Отметим, что в отличие от работы [9] амплитуда (13) при $v_i \to \infty$ стремится к $-4\pi Z_1 \widetilde{F}(\mathbf{Q},\ \mathbf{k}_{23})/Q^2$.

Воспользовавшись формулами (3) и (13), определим дважды дифференциальное сечение ионизации, описывающее угловые и энергетические распределения выбитых электронов:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_2 d\Omega_2} = (4\pi^2\mu_{13})^2 S_{fi}^2 N_e \sqrt{2E_2} \int d\Omega_1 \left| -\frac{4\pi Z_1}{Q^2}\,\widetilde{F}(\mathbf{Q},\ \mathbf{k}_{23}) \times \right.$$
$$\left. \times K_{\mathrm{dir}}(\nu_{12},\ \nu_{13})\,K_{\mathrm{in}}(\nu_{12},\ \nu_{13}) \right|^2, \tag{15}$$

где $d\Omega_i$ — элемент телесного угла в направлении движения i-й частицы. Это определение ниже используется для расчетов сечений ионизации атома гелия многозарядными ионами.

Обсуждение результатов расчетов

Угловые и энергетические распределения электронов, выбиваемых из атома гелия различными ядрами, представлены на рис. 1—5. Расчеты были выполнены с аналитической волновой функцией основного состояния атома гелия [13], а в качестве волновой функции выбитого из атома электрона бралась точная кулоновская функция непрерывного спектра в поле заряда $Z_3 = 1$.

На рис. 1 показано угловое распределение электронов с энергией $E_2 = 33$ эВ, выбиваемых из атома гелия в столкновениях с $^3He^{2+}$ при

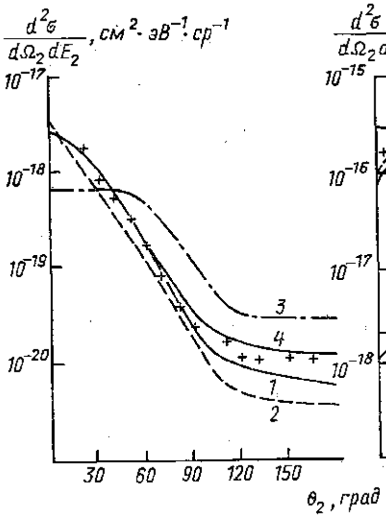

Рис. 1

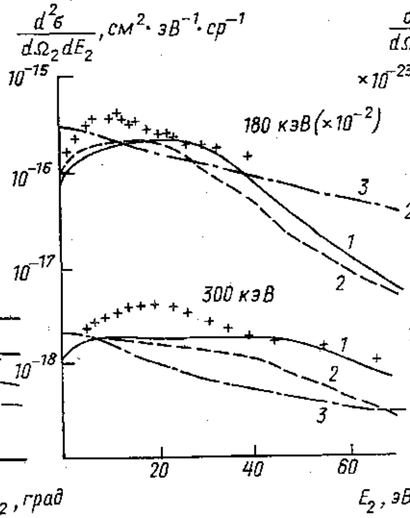

Рис. 2

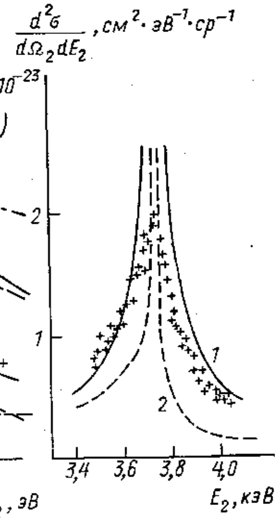

Рис. 3

Рис. 1. Угловые распределения электронов при ионизации атома He ионами $^3He^{2+}$ с энергией E_i=300 кэВ и E_2=33 эВ. Все расчеты выполнены по формуле (15): *1* — $K_{dir}\neq 1$, $K_{in}\neq 1$; *2* — $K_{dir}\neq 1$, $K_{in}=1$; *3* — $K_{dir}=1$, $K_{in}=1$; *4* — $K_{dir}\neq 1$, $K_{in}\neq 1$ (в отличие от кривой *1* в расчетах $\widetilde{F}(\overline{Q}, \overline{K_{23}})$ учитывалась короткодействующая часть потенциала иона He+ при определении волновой функции выбитого электрона); крестики — эксперимент из [10]

Рис. 2. Энергетические распределения электронов при ионизации атома He ионами $^3He^{2+}$ с энергией E_i=180 и 300 кэВ под углом эжекции θ_2=17°; крестики — эксперимент из [11]. Обозначения те же, что на рис. 1

Рис. 3. Энергетические распределения электронов при ионизации атома He ионами O^{8+} с энергией E_i=109,8 МэВ под углом эжекции θ_2=0. Эксперимент из [12]. Обозначения те же, что на рис. 1

E_i=300 кэВ. Учет искажения начального состояния полем налетающего иона (кривая *1*) приводит к заметному уменьшению отличий между теорией и экспериментом в задней полусфере углов эжекции. Оставшиеся отличия могут быть устранены соответствующим выбором функции $\varphi_{\mathbf{k}_{23}}(\mathbf{r}_{23})$, более точно учитывающей экранировку заряда ядра остаточного иона 1*s*-электроном (кривая 4). Учет взаимодействия только в конечном состоянии (кривая *2*), описывая угловые распределения в передней полусфере углов эжекции, приводит к результатам, значительно отличающимся от экспериментальных данных при $\theta_2 \geqslant 90°$.

На рис. 2 показаны энергетические распределения электронов при θ_2=17°, выбиваемых из атома гелия в столкновениях с $^3He^{2+}$ при E_i=180 и 300 кэВ. Для электронов с энергией $E_2 \geqslant 20$ и 35 эВ соответственно учет искажения начального состояния полем налетающего иона дает хорошее согласие с экспериментом по сравнению с другими вариантами расчетов. Однако максимум, наблюдаемый экспериментально при малых энергиях электронов, объяснить не удается [15].

Влияние искажения начального состояния на форму «каспа» в энергетическом распределении электронов при θ_2=0, соответствующего захвату выбитого из атома электрона в континуум налетающего иона, рассмотрено на примере столкновений ядра кислорода O^{8+} с атомами гелия при E_i=109,8 МэВ (рис. 3). Для сравнения с экспери-

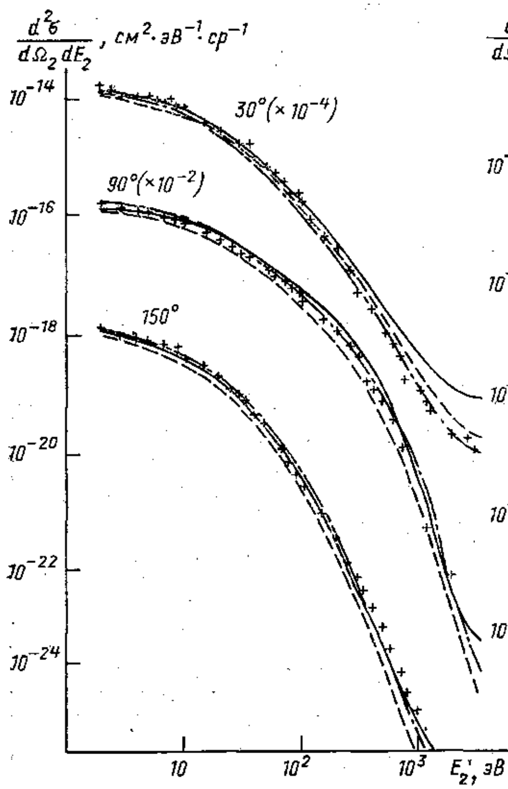

Рис. 4

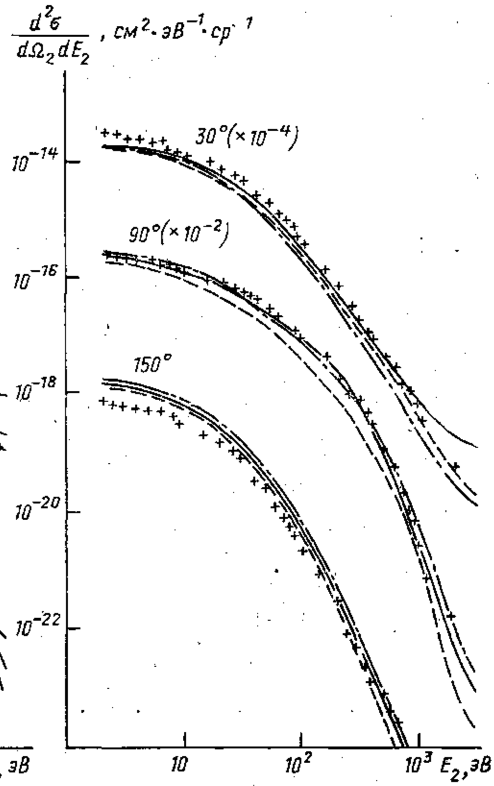

Рис. 5

Рис. 4. Энергетические распределения электронов при ионизации атома He ионами O^{8+} с энергией 5 МэВ/нуклон под углами эжекции 30, 90 и 150°. Эксперимент из [14]. Обозначения те же, что на рис. 1

Рис. 5. Энергетические распределения электронов при ионизации атома He ионами Ne^{10+} с энергией 5 МэВ/нуклон под углами эжекции 30, 90 и 150°. Эксперимент из [14]. Обозначения те же, что на рис. 1

ментальными данными, которые нормировались к расчетам в точке $E_2=3619$ эВ, вычислялась свертка теоретических кривых с аппаратной функцией [12], соответствующей угловому и энергетическому разрешению $\Delta\theta_2=1,4°$ и $\Delta E_2=0,2$ эВ соответственно. Расчеты показывают, что учет взаимодействия электрона с налетающим ионом в начальном состоянии ($K_{\text{in}}\neq 1$) приводит к увеличению ширины и уменьшению асимметрии «каспа», характер которой зависит от взаимодействия электрона с ионом-остатком атома мишени. При этом форма экспериментального энергетического распределения ближе к вычисленному с учетом влияния поля иона как в начальном, так и в конечном состояниях ($K_{\text{dir}}\neq 1$ и $K_{\text{in}}\neq 1$).

На рис. 4—5 показаны энергетические распределения электронов, образующихся в результате ионизации атома гелия быстрыми ядрами O^{8+} и Ne^{10+} при $E_i=5$ МэВ/нуклон и углах эжекции 30, 90 и 150°. Расчеты показывают, что учет искажения начального состояния полем налетающего иона улучшает количественное согласие теории с экспериментом. Однако из-за большой скорости сталкивающихся частиц влияние искажения начального состояния атома полем многозарядного иона на энергетические распределения электронов не так сильно, как при более медленных столкновениях с $^3He^{2+}$.

В заключение отметим, что предложенное описание ионизации нейтрального атома многозарядными ионами, которое наряду с взаимодействием в конечном состоянии. при $Z_1/v_i \leqslant 1$ корректно учитывает искажение начального состояния атома мишени полем налетающего иона, хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными [10—12]. Полученные результаты показывают, что с увеличением заряда и уменьшением скорости налетающего иона влияние искажения начального состояния на угловые и энергетические распределения электронов возрастает.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Годунов А. Л., Сенашенко В. С.//Тез. докл. IX ВКЭАС. Рига, 1984. С. 91. [2] Годунов А. Л., Сенашенко В. С.//Тез. докл. X ВКЭАС. Ужгород, 1988. С. 98. [3] Годунов А. Л., Куникеев Ш. Д., Сенашенко В. С.//Физика плазмы. 1986. **12**. С. 1355. [4] Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М., 1985. С. 247. [5] Пресняков Л. П.//Тр. ФИАН. 1970. **51**. С. 20. [6] Ву Т. Ю., Омура Т. Квантовая теория рассеяния. М., 1969. С. 239. [7] Nordsieck A.//Phys. Rev. 1954. **93**. P. 785. [8] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1963. С. 313. [9] Fainstein P. D., Ponce V. H., Rivarola R. D.//J. Phys. B. 1988. **21**. P. 287. [10] Prost M. Diplomarbeit. Frein Universität. Berlin. 1988. [11] Irby V. D. et al.//Phys. Rev. 1988. **A37**. P. 3612. [12] Berry S. D., Sellin I. A. Abstr. of Papers. VIII ICAP. Göteborg. 1982. P. B51. [13] Green L. C. et al.//Phys. Rev. 1964. **98**. P. 757. [14] Platten H. et al.//Abstr. of Contr. Papers. XV ICPEAC. Brighton. 1987. P. 437. [15] Bernardi G. C. et al.//Phys. Rev. 1989. **A40**. P. 6863.

Поступила в редакцию
05.04.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.371.3

ДЕНОРМАЛИЗАЦИЯ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

С. М. Голынский

(кафедра физики атмосферы и математической геофизики)

Рассматриваются возможности денормализации излучения, рассеянного при прохождении через плоский хаотический экран и распространяющегося далее в свободном пространстве. Обсуждаются вопросы моделирования начального распределения поля на экране по экспериментальным данным в плоскости наблюдения.

Общепринято считать, что распространяющееся в свободном пространстве рассеянное излучение нормализуется [1—3]. Однако в аналогичной с математической точки зрения задаче радиотехники показано, что при определенных условиях линейная система может денормализовать входной сигнал [4, 5]. В настоящем сообщении анализируется вопрос возникновения подобных ситуаций в волновых задачах.

Рассмотрим прохождение монохроматического излучения через безграничный хаотический экран, расположенный в плоскости $z=0$. Пусть $E_0(\boldsymbol{\rho}')$ — граничное поле на экране, где $\boldsymbol{\rho}'=(x', y')$ — двумер-